

SÉRIE A. N° 110

N° D'ORDRE :

129

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

PAR

SISIR KUMAR MITRA

Lecturer in Physics à l'Université de Calcutta.

1^{re} THÈSE. — DÉTERMINATION DES ÉTALONS SPECTROSCOPIQUES
DANS LA RÉGION DES PETITES LONGUEURS D'ONDE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 10 avril 1923 devant la Commission d'examen

MM. COTTON *Président.*

Ch. FABRY } *Examineurs.*
LEDUC }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1923



SÉRIE A. N° 110

N° D'ORDRE :

129

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

PAR

SISIR KUMAR MITRA

Lecturer in Physics à l'Université de Calcutta

1^{re} THÈSE. — DÉTERMINATION DES ÉTALONS SPECTROSCOPIQUES
DANS LA RÉGION DES PETITES LONGUEURS D'ONDE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 10 avril 1923 devant la Commission d'examen

MM. COTTON..... *Président.*

CH. FABRY..... } *Examineurs.*

LEDUC..... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1923

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen..... MOLLIARD, *Prof...* Physiologie végétale.
Doyen honoraire.... P. APPELL.

Profess. honoraires.. } P. PUISEUX.
 } VÉLAIN.
 } BOUSSINESQ
 } G. PRUVOT.

	E. PICARD.....	Analyse supér. et algèbre supérieure.
	KOENIGS.....	Mécanique physique et expérimentale.
	GOURSAT.....	Calcul différentiel et calcul intégral.
	HALLER.....	Chimie organique.
	JOANNIS.....	Chimie (Enseignement P. C. N.).
	JANET.....	Electrotechnique générale.
	WALLERANT.....	Minéralogie.
	ANDOYER.....	Astronomie.
	PAINLEVÉ.....	Mécanique anal. et mécan. céleste.
	HAUG.....	Géologie.
	H. LE CHATELIER.	Chimie générale.
	G. BERTRAND.....	Chimie biologique.
	M ^{me} P. CURIE.....	Physique générale et radioactivité.
	CAULLERY.....	Zoologie (Évolution des êtres organisés)
	C. CHABRIÉ.....	Chimie appliquée.
	G. URBAIN.....	Chimie minérale.
	EMILE BOREL.....	Calcul des probabilités et phys. mathém.
	MARCHIS.....	Aviation.
	JEAN PERRIN.....	Chimie physique.
	ABRAHAM.....	Physique.
	CARTAN.....	Mécanique rationnelle.
	CL. GUICHARD.....	Géométrie supérieure.
	LAPICQUE.....	Physiologie.
<i>Professeurs</i>	GENTIL.....	Géographie physique.
	VESSIOT.....	Théorie des groupes et calc. des variat.
	COTTON.....	Physique générale.
	DRACH.....	Application de l'analyse à la géométrie.
	C. FABRY.....	Physique.
	CHARLES PÉREZ...	Zoologie
	LÉON BERTRAND...	Géologie appliquée et géologie région
	DANGEARD.....	Botanique (Enseignement P. C. N.).
	LESPIEAU.....	Théories chimiques.
	LEDUC.....	Physique théorique et phys. céleste.
	MONTEL.....	Mathématiques générales.
	MAURAIN.....	Physique du Globe.
	WINTREBERT.....	Anatomie et physiologie comparées.
	N.....	Botanique.
	HEROUARD.....	Zoologie.
	RÉMY PERRIER...	Zoologie (Enseignement P. C. N.).
	SAGNAC.....	Physique théorique et physique céleste.
	RABAUD.....	Biologie expérimentale.
	PORTIER.....	Physiologie.
	BLAISE.....	Chimie organique.
	PÉCHARD.....	Chimie (Enseignement P. C. N.).
	AUGER.....	Chimie analytique.
	M. GUICHARD.....	Chimie minérale.
	GUILLET.....	Physique.

Secrétaire..... D. TOMBECK.



A MA MERE

A M. CH. FABRY

PROFESSEUR A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

Hommage de respectueuse reconnaissance.

A SIR A. T. MOOKERJEE

VICE-CHANCELLOR DE L'UNIVERSITÉ DE CALCUTTA

Hommage respectueux et reconnaissant.

A MADEMOISELLE B. PERRETTE

Reconnaissance affectueuse.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

DÉTERMINATION DES ÉTALONS SPECTROSCOPIQUES DANS LA RÉGION DES PETITES LONGUEURS D'ONDE.

Par SISIR KUMAR MITRA

I. — INTRODUCTION

Toutes les mesures de longueurs d'onde sont actuellement effectuées par interpolation. La méthode généralement adoptée est la photographie simultanée du spectre inconnu et d'un spectre de longueurs d'onde connues ; les longueurs d'onde inconnues sont ensuite interpolées entre les lignes voisines de longueurs d'onde connues. Afin d'appliquer cette méthode avec succès il est nécessaire d'avoir un nombre suffisant de lignes étalons dont les longueurs d'onde soient connues avec la plus grande précision possible. Dans ce but l'Union Internationale pour les recherches solaires réunie à Meudon en 1907 prit les décisions suivantes :

1° La longueur d'onde de la raie rouge du Cd dont la valeur déterminée par Michelson, Benoît, Fabry et Pérot est $6438,4696 \times 10^{-10}$ mètre serait prise comme étalon primaire de longueur d'onde.

2° Des étalons secondaires distants de moins de 50 ang-

ströms seraient déterminés par les méthodes interférentielles par rapport à cet étalon primaire.

Ce travail fut poursuivi simultanément à l'aide de l'étalon interférentiel de Fabry et Pérot par Fabry et Buisson, à Marseille, Eversheim à Bonn et Pfund à Baltimore. L'Union Internationale pour les recherches solaires réunie de nouveau en 1910 adopta comme liste d'étalons secondaires entre 6495 et 4282, la moyenne des valeurs obtenues pour chaque ligne par les différents auteurs. En 1913 elle étendit cette liste ⁽¹⁾ à l'aide des mêmes travaux jusqu'à 6750 vers le rouge et 3370 vers le violet.

Au-dessous de 3370 les mesures effectuées sont encore trop peu nombreuses pour que l'on ait jugé possible d'adopter des valeurs définitives. Dans leur premier travail, Fabry et Buisson ont étendu leurs mesures jusqu'à 2374. En 1915, Burns, Meggers et Merrill ont fait des déterminations ⁽²⁾ par la même méthode entre 3701 et 2851 angströms.

Les étalons secondaires sont pour la plupart des lignes de l'arc au fer avec quelques lignes du Ni, Mn et Si pour les régions où les lignes du fer font défaut. Le rapide affaiblissement des lignes du fer au delà de 2373 ainsi que la diminution du pouvoir réflecteur et l'accroissement du coefficient d'absorption du métal déposé sur les lames de l'interféromètre rendaient difficile le travail au delà de cette limite.

L'objet du présent travail est d'étendre les déterminations d'étalons spectroscopiques au delà de 2373 aussi loin que possible vers les petites longueurs d'onde grâce à un choix convenable de la source de lumière, des plaques photographiques, et par l'emploi comme couche réfléchissante sur les lames de l'interféromètre d'un métal de faible coefficient d'absorption et de haut pouvoir réflecteur.

⁽¹⁾ *Astrophysical Journal*, 1914, I, p. 93.

⁽²⁾ *Bulletin of the Bureau of Standards*, t. XII, 1915-1916, p. 179.

2. — SOURCE DE LUMIÈRE

Quelques observations préliminaires avec l'arc au fer ont montré que cette source ne pourrait pas du tout convenir. L'intensité décroît en effet très rapidement au delà de 2373 et rend illusoire tout espoir d'obtenir des photographies mesurables des anneaux d'interférence. Après divers essais les radiations de l'arc au cuivre ont apparu comme les plus convenables. Le cuivre est un métal d'un emploi commode dans l'arc, qui donne dans cette région des lignes suffisamment fines et fortes pour les mesures interférentielles.

L'arc est produit entre deux tiges de cuivre, placées verticalement dans un régulateur à main; le courant, fourni par le réseau de distribution à 110 volts, est de 4 à 5 ampères; la longueur de l'arc est de 3 à 4 millimètres. Dans ces conditions, l'arc reste suffisamment stable pour donner de bons clichés photographiques. Comme étalon de longueur d'onde j'ai employé la radiation verte du mercure. La raie rouge du cadmium dont la longueur d'onde est l'étalon international n'est pas très bien placée au point de vue photographique et il est toujours difficile de faire fonctionner le tube à Cd. J'ai préféré employer la radiation verte du mercure qui malgré sa structure complexe est beaucoup plus commode. Cette radiation verte a été comparée une fois pour toutes à l'aide de l'appareil interférentiel avec une des raies rouges du Néon, dont la longueur d'onde a été soigneusement comparée à la raie du cadmium par le Bureau of Standards ⁽¹⁾ en Amérique. La lampe au mercure était du type Cooper-Héwitt fonctionnant sous 110 volts avec un courant de 3,5 ampères. L'écran Wratten et Wainwright qui absorbe toutes les radiations sauf la verte fut employé pour isoler la raie 5460.

(1) *Bulletin of the Bureau of Standards*, t. XIV, 1918-1919, p. 765.

3. — L'ÉTALON INTERFÉRENTIEL

L'étalon employé est du type ordinaire de Fabry et Pérot. Deux lames de quartz soigneusement travaillées, couvertes d'une couche semi-réfléchissante sont maintenues rigoureusement parallèles entre elles à une distance invariable. Le choix d'un métal qui augmente le pouvoir réflecteur des lames sans trop diminuer la transparence est une question importante. Sur ce point j'ai été aidé par un excellent travail de Hulbert ⁽¹⁾ sur le pouvoir réflecteur de différentes couches métalliques déposées par projection cathodique. L'argent pourrait être employé dans cette région, son pouvoir réflecteur passant par un minimum pour λ 3200 et s'élevant de nouveau dans l'ultraviolet extrême. En fait quelques photographies des anneaux d'interférence, avec lames semi-argentées, dans la région 2300 n'ont pas été mauvaises. Fabry et Buisson et ensuite les Physiciens du Bureau of Standards ont employé le nickel qui a un bon pouvoir réflecteur dans cette région. J'ai préféré l'emploi du platine dont le pouvoir réflecteur est plus élevé que ceux du nickel et de l'argent dans la région 2370-2100. La qualité essentielle du dépôt métallique doit être un grand pouvoir réflecteur associé à un faible coefficient d'absorption. En l'absence de toute donnée sur le coefficient d'absorption des différents métaux et ne croyant pas qu'il y ait avantage à faire une étude préalable de cette question j'ai préféré employer une substance dont le pouvoir réflecteur soit aussi élevé que possible et faire des dépôts suffisamment minces pour que l'absorption reste faible avec un pouvoir réflecteur convenable. Les tables de Hulburt indiquent que le dépôt de

(1) *Astrophysical Journal*, 1915, II, p. 205.

silicium est de tous les dépôts métalliques celui dont le pouvoir réflecteur est le plus élevé ; il atteint presque le double de celui du platine qui vient juste après lui. Malheureusement il est difficile de déposer le silicium particulièrement en minces couches ; aussi me suis-je décidé à employer le platine. Le dépôt cathodique fut très aimablement fait pour moi dans le Laboratoire de M. Cotton à l'aide d'un appareil de projection récemment installé par MM. Lambert et Andant ⁽¹⁾. Un courant alternatif de 42 périodes et basse tension est élevé à 3.000 volts par un transformateur puis rectifié à l'aide d'une lampe de T. S. F. à 3 électrodes. On obtient un dépôt de platine très satisfaisant avec 5 ou 6 milliampères passant pendant 3 à 4 minutes.

Trois jeux de lames dont les dépôts étaient d'épaisseurs graduellement croissantes furent préparés. Celles qui ont donné les anneaux d'interférence les mieux définis (dans la région extrême ultraviolette) sans exiger un trop grand sacrifice de la transparence ont été finalement utilisées dans les expériences. Les lames de l'étalon furent montées de la façon ordinaire séparées par des cales de 2 mm. et réglées de façon à réaliser un parallélisme parfait par observation visuelle des anneaux. Ce réglage se fait en modifiant la pression exercée par les vis de réglage sur les lames jusqu'à ce que les anneaux ne manifestent plus aucun changement de diamètre pour des observations faites à travers les différentes régions des lames. En réalité il n'est jamais possible d'obtenir un parallélisme parfait pour toute la surface des lames à cause du défaut de planéité qu'elles peuvent présenter et aussi peut-être à cause d'une légère déformation produite par la pression des vis de réglage. Cependant il a été possible d'isoler à l'aide d'un écran une petite portion de 4 mm. de diamètre qui était parfaitement bonne et qui a été

(1) *Comptes Rendus*, t. CLXXV, n° 3, p. 154.

finale^{ment} utilisée pour la production des anneaux d'interférence.

4. — LES PLAQUES PHOTOGRAPHIQUES

L'obtention de bons clichés des anneaux dans cette région dépend dans une large mesure du choix des plaques photographiques. L'absorption par la gélatine commence dans cette région et je crois que l'impossibilité où se sont trouvés les précédents observateurs d'obtenir des interférences est due plutôt à l'absorption par la gélatine des plaques qu'à celle due aux couches métalliques déposées sur les lames de l'interféromètre. Dans mon appareil dispersif (qui sera décrit plus loin) où la lumière avait à traverser environ 2 m. d'air et 8 cm. de quartz il était nécessaire de faire des poses prolongées, même sans l'interposition de l'appareil interférentiel, pour obtenir des spectrogrammes de cette région avec les plaques commerciales ordinaires; même avec ces poses longues les plaques employées ne donnaient jamais de contrastes suffisants. Il a paru alors désirable d'employer des plaques du type Schumann à couche de gélatine très mince. Avant tout, j'ai essayé une méthode nouvelle et ingénieuse récemment publiée par MM. Duclaux et Jeantet⁽¹⁾. Cette méthode consiste dans la dissolution d'une partie de la couche de gélatine des plaques ordinaires pour immersion dans l'acide sulfurique dilué pendant environ 4 heures. La plus grande partie de la gélatine est alors enlevée et il ne reste plus sur la plaque qu'une très mince couche suffisante pour maintenir le sel d'argent. Les plaques sont enfin lavées et séchées. Le procédé est très simple et quand il réussit il donne des résultats remarquablement bons. Mais malheureusement, les résultats ne sont pas constants, la gélatine ne

(1) *Journal de Physique et Radium*, 6^e série, II; 1921, p. 156.

se dissout pas toujours uniformément sur toute la surface de la plaque, parfois elle se dissout trop, d'autrefois pas assez. Évidemment la technique de la méthode doit encore être perfectionnée avant qu'elle puisse être employée avec un succès constant. Pour éviter des pertes de temps il a été décidé d'employer les plaques Schumann préparées par un procédé spécial par Adam Hilger. Ces plaques sont très bonnes et j'ai pu aisément prendre des photographies avec mon spectrographe jusqu'à 1900 angströms (sans interposition de l'interféromètre); mais d'après l'expérience que j'ai faite des plaques de Duclaux-Jeantet, je peux dire que ces plaques, si la préparation était bien réussie, seraient tout aussi sensibles, ou peut-être plus, que les plaques Schumann de Hilger et beaucoup moins coûteuses.

5. — THÉORIE

La théorie de l'étalon interférentiel Fabry et Pérot est si bien connue qu'il suffit de la rappeler rapidement. Supposons qu'un faisceau de lumière monochromatique de longueur d'onde λ après avoir traversé l'étalon, puis une lentille, soit reçu sur un écran situé dans le plan focal de la lentille. En chaque point particulier de l'écran convergent tous les rayons qui traversent l'étalon interférentiel suivant une direction définie. Si pour un point donné R de l'écran l'angle d'incidence correspondant est i , ce point reçoit les rayons directement transmis à travers l'appareil suivant la direction d'angle i en même temps que les rayons que se propagent suivant la même direction après 2, 4, 6 etc., réflexions introduisant d'un rayon au suivant une différence de marche $\frac{2e \cos i}{\lambda}$ (e étant l'épaisseur de l'étalon). On voit facilement que le phénomène interférentiel prend la forme d'un sys-

tème d'anneaux alternativement brillants et sombres, chaque anneau correspondant à une valeur particulière de i ; le centre correspond à l'angle d'incidence nul. Chaque anneau brillant est caractérisé par un nombre entier qui exprime son ordre d'interférence. Ce nombre va en diminuant d'une unité d'un anneau au suivant à partir du centre. Soit P le nombre entier qui caractérise l'ordre de l'un des anneaux et α son diamètre angulaire. Si l'ordre d'interférence au centre du système d'anneaux est $p = \frac{2e}{\lambda}$ on peut facilement montrer que

$$P = p \cos \frac{\alpha}{2}$$

ou pour α petit
$$p = P + P \frac{\alpha^2}{8}$$

Eclairons maintenant l'appareil avec une autre radiation de longueur d'onde λ' . L'équation correspondante est :

$$p' = P' + \frac{P' \alpha'^2}{8}$$

or

$$\lambda p = \lambda' p'$$

$$\lambda' = \lambda \times \frac{P' + \frac{P' \alpha'^2}{8}}{P + \frac{P \alpha^2}{8}}$$

On peut donc calculer λ si l'on connaît λ' , P et P' les ordres respectifs d'interférence et α et α' les diamètres angulaires des anneaux. P et P' sont des quantités facilement déterminables, il reste à mesurer les diamètres angulaires α , α' pour comparer les longueurs d'ondes.

6. — APPAREILS

Pratiquement la source dont on veut mesurer les radiations étant complexe les anneaux sont d'abord projetés sur

la fente d'un appareil dispersif où se forment autant de systèmes d'anneaux qu'il y a de radiations dans la source. La lumière provenant de la fente est dispersée par un spectrographe et reçue sur la plaque photographique où chaque ligne est enregistrée par son système d'anneaux. La figure 1 montre le dispositif de l'appareil ⁽¹⁾. S est la source qui, dans ce cas, est l'arc au cuivre. La lumière de l'arc est d'abord rendue convergente par la lentille de quartz L'. Elle tombe sur l'étalon I et traverse ensuite le système de lentilles L qui forme l'image des anneaux sur la fente F, placée dans son plan focal. Le système de lentilles L est formé par deux lentilles de 28 cm. de distance focale, chacune constituée par une lentille de fluorine comprise entre deux lentilles de quartz. Le grand avantage du groupe quartz-fluorine est son achromatisme presque parfait dans tout le spectre visible et ultraviolet ; par suite, la position de la lentille n'a pas besoin d'être modifiée quand on photographie la raie verte de mercure à la place des radiations extrême-ultra-violettes de l'arc au cuivre. Cependant dans quelques cas pour diminuer la perte de lumière on a employé une simple lentille de fluorine montée sur un support à crémaillère et sa distance à la fente était modifiée suivant la variation de la distance focale correspondant à la longueur d'onde employée. Les deux lentilles L_1 , L_2 du spectrographe sont en quartz et leurs distances focales 96 cm. pour $\lambda = 5460$. Les deux prismes de quartz P_1 , P_2 sont taillés de façon à ce que l'axe du cristal soit horizontal et parallèle à la base du prisme, l'un des deux est droit et l'autre gauche (il en est de même pour les deux lentilles L_1 , L_2). La source étalon (arc au mercure) est placée en S' et son image réelle est formée par la lentille de condensation M en S exactement à l'endroit où est placé l'arc au cuivre. La lumière de l'arc au mercure

(1) Les pièces d'optique de cet appareil ont été taillées par JOBIN; le montage a été entièrement effectué au laboratoire.

traverse ensuite la lentille L' et l'étalon I et les lentilles de quartz-fluorine L et l'image des anneaux est formée sur la fente F .

L'image des anneaux de la raie verte du mercure isolée par l'écran absorbant E est amenée à se former sur la plaque de la chambre photographique C_2 à l'aide d'un prisme à réflexion totale R que l'on peut placer derrière la fente, et du système des deux lentilles L_0, L'_0 . La fente F , la lentille L_1 et le châssis H_1 sont fixés sur des supports mobiles de façon à ce que leurs distances relatives puissent être modifiées à volonté. Le châssis H_1 peut être incliné autour d'un axe vertical situé au milieu de la plaque photographique et sur l'axe de la lentille L_2 . Les deux châssis des deux chambres photographiques C_1, C_2 peuvent glisser de haut en bas de façon à prendre plusieurs poses sur la même plaque. Le prisme P_1 est réglé pour le minimum de déviation relatif à radiation 2200, qui est à peu près au milieu de la région étudiée. Le prisme P_2 ainsi que la lentille L_2 et la chambre photographique C_1 sont montés sur une pièce de bois indépendante qui peut tourner autour d'un axe A situé entre les deux arêtes les plus voisines des deux prismes. La position de P_2 par rapport à L_2 est symétrique de la position de P_1 par rapport à L_1 . Pour amener différentes régions du spectre sur la plaque photographique il suffit de faire tourner la planche qui supporte la chambre photographique et le prisme P_2 autour de l'axe A .

Les éléments fixant la position des différentes parties mobiles de l'appareil sont :

- 1° La distance de la fente F à la lentille L_1 ;
- 2° La position de la chambre photographique C_2 ;

3° L'inclinaison de la plaque sur l'axe de la chambre photographique et sa distance à la lentille L_2 . Ces éléments ont été déterminés d'abord pour différentes régions du spectre.

On a l'habitude de placer l'étalon à une distance telle que l'image du diaphragme D formée par le système des lentil-

les L tombe, à travers la fente sur la face du prisme P_1 . Ainsi l'interféromètre et le prisme sont employés de la même façon pour tous les points de l'image et pour toutes les radiations. La méthode suivie pour prendre les clichés est la suivante :

1^o Les différentes parties, fente, lentilles, chambres photographiques C_1 , C_2 et les châssis sont placées dans leurs positions qui conviennent pour la région du spectre que l'on veut photographier.

L'étalon interférentiel est examiné au point de vue du parallélisme des lames et placé dans sa position avec son diaphragme puis tourné et incliné jusqu'à ce que le diamètre commun de tous les anneaux coïncide avec la longueur de la fente.

L'interféromètre est recouvert par une boîte en carton avec deux petites ouvertures pour le passage de la lumière ; cette boîte a pour effet de le protéger contre les brusques changements de température. On note la température indiquée par un thermomètre placé à l'intérieur de la boîte.

2^o La lampe au mercure est allumée et laissée pendant 3 ou 4 minutes pour lui permettre d'atteindre son éclat normal. Le prisme R est placé dans sa position, les deux tiges de l'arc au cuivre en S sont écartées pour permettre le libre passage de la lumière et une pose est faite des anneaux de la radiation verte du mercure sur la plaque de la petite chambre photographique C_2 .

3^o Le prisme R est enlevé, l'arc S allumé et une pose faite de l'arc au cuivre sur la plaque de la chambre photographique C_1 du spectrographe.

4^o Une seconde pose des anneaux de la raie verte du mercure est prise comme dans la deuxième opération.

La température est enfin observée une seconde fois. Dans la pratique de l'arc au cuivre j'ai remarqué que si on laisse fonctionner l'arc quelques minutes et qu'on sépare les tiges après contact, la goutte de métal fondu déposée sur les

bouts des tiges, rend l'arc remarquablement stable. Ce procédé fut souvent employé pour avoir un arc stable. Pendant la durée d'une pose l'arc fut aussi déplacé de haut en bas à la main pour assurer un éclaircissement uniforme de la fente. Les poses de l'arc au mercure (λ 5460), pour lesquelles les plaques Ilford panchromatiques étaient employées, avaient une durée d'environ 30 secondes. Pour l'arc au cuivre les durées étaient de 1 minute à 5 minutes suivant la région du spectre et l'intensité des lignes à étudier.

Deux séries de plaques furent prises l'une entre 2400 et 2200 angströms et l'autre entre 2250 et 2100 ; la région 2250 à 2200 était commune aux deux séries.

7. — MESURES

Comme il a été indiqué précédemment les deux éléments nécessaires pour déterminer les longueurs d'ondes sont :
1^o le numéro d'ordre de l'un des anneaux d'interférence ;
2^o le diamètre angulaire des anneaux.

1^o L'ordre d'interférence P' pour λ 5460 a été trouvé par la méthode des excédents fractionnaires qui est la suivante.

Les anneaux de λ 5460 sont photographiés simultanément avec les anneaux de plusieurs radiations de longueurs d'onde connues. Par exemple une des raies rouges du Néon, les deux raies jaunes et la violette du mercure.

Le spectrographe et la chambre photographique C_1 sont employés dans ce but. Les diamètres angulaires pour les 1^{er}, 2^e et 3^e anneaux sont déterminés par une méthode qui sera indiquée plus loin ; d'après ces mesures on peut trouver une valeur approchée P_1 de l'ordre d'interférence P de l'une des radiations.

$$2e \cos \frac{\alpha_1}{2} = P_1 \lambda$$

$$2e \left(1 - \frac{\alpha_1^2}{8} \right) = P_1 \lambda \dots (1) \text{ pour le premier anneau}$$

de même

$$2e \left(1 - \frac{\alpha_2^2}{8} \right) = (P_1 - 1) \lambda \dots (2) \text{ pour le deuxième anneau.}$$

En combinant ces deux équations il vient

$$P_1 = \frac{1 - \frac{\alpha_1^2}{8}}{\frac{\alpha_2^2}{8} - \frac{\alpha_1^2}{8}}$$

Cette équation nous donne P, dans les cas extrêmes, avec une incertitude de 100, c'est-à-dire

$$P = P_1 \pm 50$$

mais pour la méthode employée il importe peu que P soit connu avec une plus ou moins grande approximation.

L'ordre d'interférence au centre $\frac{2e}{\lambda}$ pour une raie quelconque est formé par la partie entière P représentant l'ordre du premier anneau et une partie fractionnaire $\varepsilon = P \frac{\alpha^2}{8}$ qui dépend de la grandeur du diamètre angulaire α . La partie fractionnaire est calculée à l'aide des diamètres angulaires mesurés par application de la formule précédente pour les différentes radiations. Pratiquement les diamètres angulaires des deux ou trois premiers anneaux sont mesurés et en vertu de la relation

$$P \frac{\alpha_1^2}{8} = (P-1) \frac{\alpha_2^2}{8} - 1 = (P-2) \frac{\alpha_3^2}{8} - 2 = \dots (P-n) \frac{\alpha_{n+1}^2}{8} - n$$

le calcul pour les anneaux successifs donne les valeurs de ε , $1 + \varepsilon$, $2 + \varepsilon$, $n + \varepsilon$ et la valeur moyenne de ε est tirée de ces valeurs. Une table est alors dressée et les parties fractionnaires des différentes radiations sont calculées pour chacune des valeurs possibles de P. La valeur de P qui

donne la meilleure concordance entre les valeurs de ε observées et calculées pour les différentes radiations est la vraie valeur de P . Le calcul suivant rendra cette exposition tout à fait claire.

Nous avons pour les diamètres en radians des trois premiers anneaux de la radiation 5460 les valeurs suivantes :

$$\alpha_1 = 0,02198, \alpha_2 = 0,039564, \alpha_3 = 0,05152.$$

La formule

$$P_1 = \frac{1 - \frac{\alpha_1^2}{8}}{\frac{\alpha_2^2}{8} - \frac{\alpha_1^2}{8}}$$

nous donne une valeur approchée $P_1 = 7398$, d'où nous tirons les différentes valeurs de P pour λ 5852, λ 5790, λ 5769 et λ 4358, grâce à la formule $P_1 \lambda_1 = P \lambda$. Les excédents fractionnaires sont alors calculés pour les deux ou trois premiers anneaux comme l'indique le tableau (1) et la valeur moyenne de ε adoptée.

Dans le 2^e tableau dans la première colonne nous avons toutes les valeurs possibles de P pour la radiation 5790,659 du mercure. Nous faisons d'abord des essais avec une radiation voisine de λ 5790 en particulier l'autre radiation jaune λ_2 5769,598 du mercure. Nous calculons p_2 pour λ_2 à partir de p_1 par la formule $p_2 = p_1 \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$. Si la valeur calculée ε , c'est-à-dire la partie fractionnaire de p , diffère de celle fournie par la table d'une quantité supérieure à la légère erreur due à l'imprécision des mesures, la valeur de P employée pour la calculer sera rejetée. L'avantage d'employer d'abord des valeurs de λ voisines l'une de l'autre est évident. Dans le cas présent les valeurs de λ pour les deux raies jaunes du mercure diffèrent l'une de l'autre de 21,06 angströms et leur période de coïncidence est 275. Il est donc évident qu'il y a seulement une valeur possible de P_2 parmi les 100 valeurs

TABLEAU I

λ_1 5460,742 $P_1 = 7398$ Calculé de α_1 et α_2		λ 5852,438 $P = 6903$ Calculé de P_1		λ 5790,659 $P = 6977$ Calculé de P_1		λ 5769,598 $P = 7002$ Calculé de P_1		λ 4358,343 $P = 9270$ Calculé de P_1	
α	$\varepsilon + n = P \frac{\alpha^2}{8}$	α	$\varepsilon + n$	α	$\varepsilon + n$	α	$\varepsilon + n$	α	$\varepsilon + n$
$\alpha_1 = 0,02198$	0,447	0,03164	0,864	0,01436	0,180	0,02898	0,735	0,02012	0,469
$\alpha_2 = 0,03956$	1,447	0,04654	1,868	0,03692	1,191	0,04478	1,755	0,03571	1,478
$\alpha_3 = 0,05152$	2,456								
ε moyenne..	0,450		0,866		0,185		0,740		0,472

proposées de P_1 . Pratiquement nous ne pouvons pas trouver exactement le nombre, à cause des erreurs commises dans les mesures, mais nous pouvons trouver P avec une exactitude qui réduit immédiatement le nombre des valeurs possibles de P de ± 50 à ± 15 . Dans le tableau on voit que la vraie valeur de P est environ de 7029, elle est contenue dans l'intervalle 7029 ± 15 . Les essais suivants sont faits avec la raie 5852,438 du Néon dont la période de coïncidence avec λ_1 est 93; ils permettent de fixer P avec une incertitude de ± 5 . Les essais avec la raie verte 5460,74 dont la période de coïncidence est 17 suffisent maintenant à fixer le nombre exact soit 7024 pour λ_1 et les derniers doutes peuvent être dissipés à l'aide de la raie violette 4358,34 du mercure.

2° Pour la mesure des diamètres angulaires des anneaux, deux fils fins furent fixés sur la fente avant de prendre des photographies et leur distance angulaire a été mesurée une fois pour toutes en les examinant à travers la lentille L à l'aide d'une lunette ⁽¹⁾ à oculaire micrométrique, réglée sur l'infini. Sur les photographies des anneaux d'interférence chaque ligne est coupée par l'image sombre des deux fils. La distance entre ces deux repères est mesurée en même temps que les diamètres des anneaux. Ainsi si r est la distance entre les deux repères, θ leur distance angulaire, δ le diamètre linéaire de l'un des anneaux, le diamètre angulaire α est donné par $\frac{\delta}{r} \times \theta$.

(1) La lunette employée pour cela a été soigneusement tarée par deux méthodes :

1° Par mesure de la distance qui sépare les images de deux repères placés à une grande distance. On calcule l'angle sous lequel on voit la distance des deux repères du centre de l'objectif de la lunette, par mesure de leur distance mutuelle et de leur distance à la lunette.

2° A l'aide d'un goniomètre, l'angle de rotation connu d'un rayon réfléchi étant mesuré par le déplacement du fil du micromètre.

La moyenne de ces deux mesures concordantes a été prise.

8. — CORRECTIONS

Les deux corrections importantes sont la correction de changement de phase et celle relative à la dispersion de l'air.

1^o *Correction de changement de phase.* — Cette correction est nécessaire parce que l'épaisseur optique de l'étalon n'est pas constante, elle varie légèrement avec la longueur d'onde. Ainsi soient λ' , λ les deux longueurs d'onde à comparer et e' et e les deux épaisseurs optiques correspondantes. Nous avons pour les ordres d'interférence correspondants

$$p' = \frac{2e'}{\lambda'} \quad , \quad p = \frac{2e}{\lambda}$$

ainsi $\lambda = \frac{e}{e'} \times \frac{p'}{p} \times \lambda'$. Une erreur est introduite dans le calcul si, ainsi que nous l'avions supposé $\frac{e}{e'}$ est pris égal à 1. Nous devons corriger la valeur inexacte de λ , c'est-à-dire $\frac{p'}{p} \times \lambda'$ en lui ajoutant la correction

$$r = \frac{e}{e'} \times \frac{p'}{p} \times \lambda' - \frac{p'}{p} \times \lambda' = \frac{2(e - e')}{p}$$

ainsi la connaissance de $2e - 2e'$ nous permet de corriger la longueur d'onde en question.

Pour trouver $2e - 2e'$ une des méthodes consiste à employer deux étalons de différentes épaisseurs et à mesurer la longueur d'onde avec chacun d'eux. Les deux résultats légèrement différents obtenus dans les deux cas permettent un calcul de la variation de phase. Cette méthode a été quelquefois employée par Fabry et Buisson et dans ces dernières années elle a été fréquemment employée dans les travaux

faits par le Bureau of Standards en Amérique ⁽¹⁾. Soient E_1 et E_2 les épaisseurs de deux étalons et E celle de l'étalon pour lequel le changement de phase est recherché et $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ les longueurs d'onde correspondantes obtenues au moyen de ces étalons. On peut montrer facilement que la correction de changement de phase $\eta = \frac{E_1(\lambda_2 - \lambda_1)}{E_2 - E_1} \times \frac{E_2}{E}$. Pour réussir

dans l'emploi de cette méthode il est nécessaire d'employer des étalons d'épaisseurs très différentes. Dans le cas présent l'étalon employé était de 2 mm. d'épaisseur et il n'était pas possible d'employer une épaisseur beaucoup plus grande, car les systèmes d'anneaux tendent à devenir indistincts pour les radiations ultraviolettes, ni une épaisseur beaucoup plus petite, car les anneaux deviennent beaucoup trop larges pour la longueur d'onde relativement grande de la raie verte du mercure prise comme étalon et ne peuvent plus être contenus dans la longueur de la fente.

Il m'a paru préférable d'employer une autre méthode fréquemment utilisée par Fabry et Buisson. Pour cela l'étalon est démonté et un certain nombre de croix de repère disposées en ligne droite sont gravées sur l'une des lames de platine. Les deux lames sont alors disposées face contre face et serrées l'une contre l'autre au moyen des trois vis de l'interféromètre. Les lames sont orientées de façon à ce que la ligne des repères soit verticale. Il n'est pas nécessaire de mettre quoi que ce soit entre les lames de l'interféromètre; les grains de poussière qui sont sur la surface déterminent une séparation suffisante et l'on peut facilement observer des franges d'interférence localisées dans la petite couche d'air avec la lumière d'une lampe au mercure. En agissant sur les vis les franges sont amenées à être horizontales, c'est-à-dire à angle droit avec la ligne qui joint les repères.

Le problème consiste maintenant à déterminer l'épaisseur

⁽¹⁾ *Bulletin of the Bureau of Standards*, t. XII, 1915-1916, p. 185.

optique de la couche d'air pour l'un quelconque des repères, d'abord en fonction de la longueur d'onde étalon, puis en fonction de la longueur d'onde à comparer. La différence des deux nous donne évidemment $e - e'$, car cette différence est évidemment indépendante de la valeur absolue de l'épaisseur.

Dans ce but la disposition de la figure 1 est modifiée. L'arc S et l'image de la lampe à mercure sont placés au foyer des lentilles L' et un diaphragme à ouverture circulaire est placée devant l'arc.

Le faisceau de rayons parallèles ainsi obtenu éclaire l'interféromètre et une image de ce dernier de grandeur à peu près égale est projetée sur la fente par les lentilles L. Les surfaces platinées sont rendues normales au faisceau en amenant l'image de l'ouverture du diaphragme par réflexion sur les lames à coïncider avec l'ouverture elle-même. On place ensuite l'interféromètre de façon que la ligne joignant les images des repères tombe sur la fente.

Des poses sont alors prises comme précédemment, une pose de l'arc au cuivre entre deux poses de l'arc au mercure. Sur les clichés nous obtenons les images de la fente par différentes radiations, coupées par les franges horizontales d'interférence, et entre elles les croix repères.

Soient alors n et $n + 1$ les ordres ⁽¹⁾ d'interférence de deux bandes situées de part et d'autre d'un des repères pour une ligne de longueur d'onde λ , d leur distance et δ la dis-

(1) L'ordre d'interférence est facilement trouvé par l'observation du spectre cannelé. L'interféromètre est monté avec sa face aussi près que possible de la fente d'un spectroscopie à déviation constante et éclairé par la lumière d'une lampe demi-watt. L'interférence dans la lame mince d'air se manifeste par un spectre continu traversé par des bandes noires. Le réticule de la lunette du spectroscopie est pointé sur une bande quelconque d'ordre d'interférence n (inconnu) et la longueur d'onde correspondante λ lue. Par rotation du prisme un certain nombre des bandes, soit k , défilent, et la réticule est pointé de nouveau sur la bande $n + k$

tance du repère à la bande n . L'ordre d'interférence au repère est égal à $n + \frac{\delta}{d}$, et par suite le double de l'épaisseur optique, $2e = \lambda \left(n + \frac{\delta}{d} \right)$.

Les distances entre les bandes et les repères sont mesurées à la machine à diviser pour différentes radiations de l'arc au cuivre et pour la raie verte du mercure et la valeur $\varepsilon = 2(e - e')$ en est déduite. Il semble anormal que dans les calculs précédents nous employions précisément les valeurs mêmes de λ que nous cherchons à corriger. Mais on peut facilement montrer que si l'ordre d'interférence est bas, moindre que 100, il n'est pas nécessaire de connaître les longueurs d'onde avec une très grande précision. Une erreur de plus de 0,1 angström ne produit pas une erreur de plus de 1 $m\mu$ sur ε tandis que l'ordre d'interférence $n + \frac{\delta}{d}$ n'est pas déterminé avec une précision meilleure que 0,01, ce qui donne une erreur d'environ 2 à 3 $m\mu$ sur ε . Pratiquement les longueurs d'onde non corrigées déterminées par des mesures interférentielles furent employées pour les calculs et elles ont paru suffisamment précises.

La difficulté rencontrée dans les expériences présentes était l'inégalité d'écartement des franges. Si les lames avaient été parfaitement planes, la distance entre les bandes aurait été rigoureusement la même. Mais malheureusement il n'en était pas ainsi, surtout quand les bandes étaient larges. Cependant en rendant les bandes aussi petites que possible et prenant la moyenne des mesures de huit clichés pris

et la longueur d'onde λ_k lue. Nous avons la relation $n\lambda = (n + k)\lambda_k$, d'où nous tirons la valeur de l'ordre d'interférence $n = \frac{k\lambda_k}{\lambda - \lambda_k}$ pour la longueur d'onde λ . On peut vérifier ce résultat facilement par l'observation des coïncidences des raies jaune et verte ou des raies verte et violette.

avec divers écartements et à divers endroits l'erreur due au défaut de planéité des lames était rendue négligeable

La correction moyenne calculée était 0,005 Å.

2° *Correction relative aux variations de température et de pression.* — Cette correction est rendue nécessaire par la décision de l'Union internationale pour les recherches solaires, d'après laquelle toutes les longueurs d'onde seront rapportées à l'air sec à 15°, sous la pression normale.

Cette correction toujours très petite est due à la dispersion de l'air. Les formules établies par Fabry et Buisson sont indiquées ici sans qu'il soit nécessaire d'en répéter la démonstration.

La correction à ajouter est $\nu = \lambda_0 (n_0 - n'_0) \frac{M - M_0}{M_0}$

où : M = Masse spécifique de l'air dans les conditions actuelles.

M_0 = Masse spécifique de l'air dans les conditions normales.

λ_0 = Longueur d'onde à corriger.

n'_0 = Indice de réfraction de l'air pour la raie étalon dans les conditions normales.

n_0 = Indice de réfraction pour la radiation λ dans les mêmes conditions.

La détermination de cette correction m'a été grandement facilitée par les tables de corrections très détaillées publiées par le Bureau of Standards ⁽¹⁾. Dans l'une d'elles on trouve $\frac{M - M_0}{M_0}$ pour les pressions comprises entre 600 mm. - 780 mm. et les températures entre 9° C. et 35° C.

Dans une autre, on trouve la correction qu'il faut appliquer pour différentes valeurs de $\frac{M - M_0}{M_0}$ dans la région

⁽¹⁾ *Bulletin of the Bureau of Standards*, t. XIV, 1918-1919, pp. 728-729.

des longueurs d'onde 2000 — 10000 angströms. Ainsi pour avoir tout ce qui était nécessaire à la correction il suffisait d'interpoler la valeur de la correction à la pression et à la température voulue entre les deux nombres les plus voisins donnés par les tables.

Les valeurs de la pression n'avaient pas été observées au moment où les poses photographiques ont été faites. M. Maurain a bien voulu me communiquer les observations barométriques de l'Institut de Physique du Globe ; quelques observations faites à la Sorbonne ont été comparées avec celles communiquées par M. Maurain et ont permis d'éliminer la différence systématique de pression due à la différence d'altitude.

Les corrections de température et de pression sur les longueurs d'onde ont toujours été très faibles ; la correction totale n'a jamais dépassé 0,0008 angström.

9. — RÉSULTATS

La table suivante donne les résultats définitifs. La radiation 2334,816 de l'étain a été mesurée afin de remplir une

2369,891
2334,816 Sn
2303,134
2276,261
2242,622
2218,107
2189,631
2148,897
2126,047
2112,105

région où les lignes du cuivre manquaient. Elle fut obtenue à l'aide d'un arc entre deux tiges de bronze fonctionnant dans les mêmes conditions que l'arc au cuivre.

Le nombre des clichés employés a été 5 pour la région 2400-2190 et 4 pour la région 2250-2100. La partie 2250-2190 qui se trouve commune dans les deux séries de clichés était mesurée sur huit clichés.

L'écart maximum obtenu entre la valeur moyenne et les valeurs particulières calculées était de $\pm 0,003$ angströms, mais il était en général inférieur à $\pm 0,002$ Å.

Pour terminer, je désire faire part de ma profonde reconnaissance au Prof. Fabry qui m'a donné toute facilité pour travailler dans son Laboratoire et fut toujours prêt à m'aider de ses excellents conseils.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Diffusion de la lumière
par les milieux transparents

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 14 février 1923.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
M. MOLLIARD.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

- *Le Recteur de l'Académie de Paris,*
P. APPELL.

